

2 モードモデルを用いたマグノン系のカオス制御

蔡 江* 平田 隆幸**

Controlling Chaos of the Two-Mode Model Magnon System

Jiang CAI* and Takayuki HIRATA**

(Received August 20, 2003)

Controlling chaos in magnon (spin-wave) systems is investigated from the numerical simulations. The model describing two interacting magnon modes that accounts for the “subsidiary-resonance” results satisfactorily is used. Chaotic oscillations of this system are controlled by the introduction of a time delay feedback term. The meaning of feedback in real system is the additional static magnetic field. With increasing feedback gain, chaotic oscillations are controlled to periodic oscillations. At higher feedback gain, however, intermittency and stochastic resonance appeared, which were in good agreements to the experimental results by parametric pumping.

Key Words : Controlling Chaos, Magnon, Time Delayed Feedback, Ferromagnetic Resonance

1. はじめに

強磁性共鳴 (ferromagnetic resonance: 略して FMR) は実験条件を精度よくコントロールできることから、カオスの研究において注目されてきた。最近、FMR 実験を通して、カオス制御の立場からマグノン系の研究が盛んに行われている。マグノン系におけるカオス制御は YIG 球状試料を用いた FMR 実験が 1991 年に報告されている^[1]。それはマグノン系のパラメータに時間依存な微小変動量を与えることにより、カオス状態から周期状態へ制御するマグノン系での最初のカオス制御実験である。この実験で用いられているカオス制御の方法は一般的にストレンジアトラクター (strange attractor) 軌道の近傍では無数の不安定周期軌道に埋め込まれている事実に基づいたものである。Ott, Grebogi, and Yorke (OGY)^[2]によって示されたように、相関するパラメータに小さな擾

乱を与えることで、ストレンジアトラクター軌道にある不安定軌道に安定化させること(カオス状態から周期状態に)ができる。1994 年、Rezende *et al.* はマイクロ波磁場と独立した微小な磁場変調を FMR 静磁場に加えることでカオス制御の実験を行った。磁場変調のフィードバック利得を変えることによって、マグノン系の自励発振 (self-oscillation) はカオスから周期に制御することができた^[3]。さらに、彼らはマグノン系の 2 モードモデルを用い、OGY 法制御の FMR 実験を計算機シミュレーションにて再現した。彼らのシミュレーションの結果は実験結果と見事に一致している。

1992 年、Pyragas^[4]は OGY 法と別のカオス制御する方法を提案した。それは時間遅れフィードバック法 (time delay feedback method) である。時間遅れ項があるために無限次元の方程式になってしまう。OGY 法は比較的良好な理論的な説明がなされていることに対し、時間遅れフィードバック法の理論的な説明はそれほど進んでいない。しかし、OGY 法によるカオス制御は複雑なシステムを必要とすることと比べ、時間遅れフィードバック法は簡単に実験システムを構築できるという特徴から、実験系では脚光を浴びた。

マグノン系の FMR 実験では、Mino と Wigen は、

* 大学院工学研究科物質工学専攻

** 知能システム工学科

* Materials Engineering Course, Graduate School of Engineering

** Dept. of Human and Artificial Intelligent Systems

時間遅れフィードバック法を用いたカオス制御に成功している（以下は M-P 実験^[5]と略する）。彼らはダイオード検波器から出た FMR 出力信号を時間遅延回路と増幅器とのユニットに遅延させ、それをバイアス磁場として FMR 静磁場に加えることにより、マグノン系のカオス制御を試みた。M-P 実験ではフィードバック利得を増やしてやると、マグノン系のカオス的な自励発振は周期状態を経て、再びカオス状態へ戻っていくプロセスが発見された。

しかし、時間遅れフィードバック法の理論的な説明が遅れていることから、マグノン系不安定性のモデルを用いた時間遅れフィードバック法の数値シミュレーションはまだ行われておらず、M-P 実験のような実験は理論的なサポートが欠けている。この空白を埋めるために、本報告はマグノン系の典型的なモデルである 2 モードモデルを使い、時間遅れフィードバック法の数値シミュレーションを行った。ここでは、いくつかの計算結果を実験結果と比べながら報告する。

2. モデル

マグノン系のカオスは 2 モードモデルでシミュレートすることができる。これは、FMR 実験で高周波磁場によって励起されたキッテル (Kittel) モードは波数 k と k' の二つのマグノンモード対に生成され、二つのモード間に相互作用が働き合うようなマグノン系の不安定性と想定したモデルである。2 モードモデルは副吸収共鳴 (subsidiary-resonance) が発生する 3 マグノン散乱によって実現される。マグノンモード微視的相互作用 (S 理論) に基づくマグノンモデルのハミルトニアンは $\hbar = 1$ とおいた単位系で、

$$H = \omega_p A^* A + \sum_k \omega_k b_k^* b_k + \frac{1}{2} \sum_k (g_k A b_k^* b_{-k}^* + c.c.) + H_{int} \quad (1)$$

と表わされる。ここで、 ω_p は励起周波数、 ω_k は k モードマグノンの周波数、 A^* と A は空洞共振器内のフォトンの生成消滅演算子、 b_k^* と b_k は波数 k のマグノンの生成消滅演算子である。 F はマイクロ波強度、 g_k はフォトンと k マグノンとの結合定数である。第一項は空洞共振器内フォトンのエネルギー、第二項はマグノンのもつエネルギー、第三項は一つのフォトンが消滅して波数 $\pm k$ のマグノン対が生成される励起過程およびその逆過程である。 H_{int} は S 理論によるマグノン間の相互作用のハミルトニアンである。ここで H_{int} として考える過程は二つのマグノンが消滅、また二つのマグノンが生成される過程である。マグノン相互作用の中で、対称性の高い散乱過

程だけを取り入れ、エネルギー縮退している $\pm k$ と $\pm k'$ モードの散乱過程に限定し

$$H_{int} = \sum_{kk'} T_{kk'} b_k^* b_{k'}^* b_k b_{k'} + \frac{1}{2} \sum_{kk'} S_{kk'} b_k^* b_{k'}^* b_{-k} b_{-k'} \quad (2)$$

$$T_{kk'} = T_{k'k} = T_{kk'kk'}, \quad S_{kk'} = S_{k'k} = T_{-k-k'-k}$$

で表せる相互作用を中心に考える。ここで T と S は相互作用の強さを表わす定数である。 H_{int} を分解して、式 (1) の第 2, 3, 4 項を書き出すと

$$H = \sum_k (\omega_k + \sum_{k'} T_{kk'} b_{k'}^* b_{k'} b_k^* b_k) + \frac{1}{2} \sum_k \{ (g_k A + \sum_{k'} S_{kk'} b_{k'}^* b_{k'} b_{-k}^* b_{-k} + c.c.) \} \quad (3)$$

になる。 T 項は $\pm k$ モードと $\pm k'$ モード間のエネルギーシフトを、 S 項は他モードが $\pm k$ モードを励起する効果を表わしている。図 1 に、2 モードモデルの各モード間の相互作用を模式的に示してある。S 理論では、この S 項による内部励起とマイクロ波励起との間の位相のずれにより、 $\pm k$ モードの増加が非線形的に抑圧されるとしている。

各演算子を古典複素変数と考えて、現象論的に減衰項を導入すると運動方程式は下のようにかかる。

$$\frac{dA}{dt} + \Gamma A = -i \frac{\partial H}{\partial A^*}, \quad \frac{db_k}{dt} + \gamma_k b_k = -i \frac{\partial H}{\partial b_k^*} \quad (4)$$

第一の式はフォトンの運動方程式、第二の式は k モードマグノンの方程式である。 Γ , γ_k はそれぞれフォトンとマグノンの減衰定数である。自励発振の周

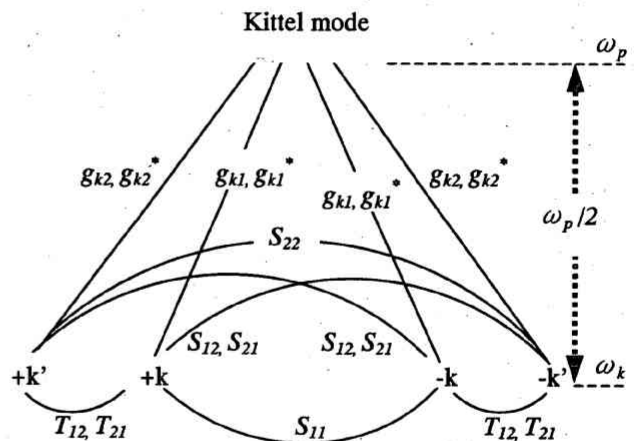


図 1 3 マグノン散乱の模式図。実線はモード間の相互作用，横点線はエネルギー準位を表す。

波数は通常、周波数 ω_p より 4~10 桁小さいので、 ω_p の成分を除くために新しい変数 A , c_k ($A = A \exp(-i\omega_p t)$, $b_k = c_k \exp(-i\omega_p t/2)$) を式 (4) に導入すると、

$$\frac{d\tilde{A}}{dt} + \Gamma\tilde{A} = -i(F + \frac{1}{2} \sum_k g_k \dot{c}_k c_{-k}) \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{dc_k}{dt} + \gamma_k c_k = & -i\{\Delta\omega_k c_k + g_k \tilde{A} \dot{c}_{-k} + 2 \sum_k T_{kk} (c_k \dot{c}_k) c_k \\ & + \sum_k S_{kk} (c_k c_{-k}) \dot{c}_k\} \end{aligned} \quad (6)$$

が得られる。但し、本シミュレーションは副吸収が発生する 3 マグノン散乱を想定したため、 $\Delta\omega_k = \omega_k - \omega_p/2$ である。空洞共振器内 (Q 値はあまり大きくない場合) のフォトン A はマグノン c に断熱追従するとして、 $dA/dt = 0$ より、 A は

$$\tilde{A} = -\frac{i}{\Gamma} (F + \frac{1}{2} \sum_k g_k \dot{c}_k c_{-k}) \quad (7)$$

となり、さらに $c_k = -c_{-k}$, $-i/\Gamma = Q$, $-i/(2\Gamma) = E$ とおいて、式 (7) を式 (6) に代入すると、最終的には k モードのマグノン c_k についての運動方程式

$$\begin{aligned} \frac{dc_k}{dt} = & -\gamma_k c_k - i\Delta\omega_k c_k - iQFg_k \dot{c}_k \\ & -i\{2 \sum_k T_{kk} |c_k|^2 c_k + \sum_k (S_{kk} + E g_k g_k^*) c_k^2 c_k^*\} \end{aligned} \quad (8)$$

を得る [6]。ここで F は外部のマイクロ波の大きさを表すパラメーターである。式 (8) に散乱に関与するモードの数だけの連立方程式を立て、マグノン系カオスの 2 モードモデルの数値計算することになる。

一方、マグノン系の時間遅れフィードバック法のカオスコントロールは M-P 実験の条件より、出力信号を時間遅延回路とに遅らせ、このバイアス磁場を FMR 静磁場に加えなければならない。つまり、非制御の式 (8) の右辺第二項に時間遅延のバイアス磁場の項を加えると、

$$\Delta\omega_k = \omega_k - \omega_p/2 + \gamma\delta H(t) \quad (9)$$

になる。ここで、時間遅延のバイアス磁場 $\delta H(t)$ は

$$\delta H(t) = KV(t-\tau) - V_{dc} \quad (10)$$

である。しかし、 K はフィードバック利得、 $V(t-\tau)$ は時間遅延された信号、 V_{dc} は出力電圧の直流成分である。式 (9), (10) を式 (8) に代入して整理すると、マグノン系の時間遅れフィードバック法のカオスコントロールの式になる。数値シミュレーション中に、このバイアス磁場の最大値を静磁場大きさの数千分の一に固定し、フィードバック利得 K を増やした時

の自励発振の変化を調べた。

3. 数値シミュレーション

まず、時間遅れフィードバック制御項のないオリジナルなマグノン系のカオスダイナミクスを調べていこう。式 (8) に散乱に関与するモードの数だけの連立方程式を立て (2 モードであるため、一つのモードにつき実部と虚部の方程式二個存在し、合計四個の方程式からなる方程式組)、各パラメーターの値は $g_{k1} = 0.2i \times 10^6$, $g_{k2} = 0$, $\Gamma = 1.0 \times 10^8$, $T_{11} = -0.5 \times 10^{-8}$, $T_{12} = T_{21} = 2.0 \times 10^{-8}$, $T_{22} = 2.5 \times 10^{-8}$, $S_{11} = -0.5 \times 10^{-8}$, $S_{12} = S_{21} = 4.5 \times 10^{-8}$, $S_{22} = 2.5 \times 10^{-8}$, $\Delta\omega_1 = \Delta\omega_2 = 0$ (sec^{-1}), $\gamma_{k2} = 2\gamma_{k1} = 0.2 \times 10^5$ として、4 次の Runge-Kutta 法を用いて数値シミュレーションを行った。

Runge-Kutta 法での時間ステップ h は、 $h = 0.01$ で行った。シミュレーションでは、初期値の影響による最初の数百ステップを過渡現象として捨て、その後のデータ点を以下の解析に用いた。

マグノン系はマイクロ波の大きさ F の値をコントロールパラメーターとする。 F を変えることによって、式 (8) の解が変化していく。図 2 に、十分に時間が経過し初期値の影響がなくなった後の位相空間での解軌道 (解 c_k の実部と虚部より構築) を示している。 F を増大させていくと、アトラクターが点アトラクターからリミットサイクル、2 周期解軌道、4 周期解軌道へ変わっていき、解軌道は周期倍加された後にカオスのストレンジアトラクターになることがわかる。

図 3 には F の値を変えることによって、相空間での解軌道の分岐の一部を示している。図 3 の横軸はコントロールパラメーター F の値、縦軸は解 c_k の実数部の極大値 (図 3 の $\text{Re}(C_{k\text{-peak}})$) である。分岐図では、 F をいろいろな値に固定して調べてみると、解が周期 T の時は 1 点 ($F = 2.218$ 付近)、解が周期 $2T$ の時は 2 点 ($F = 2.22$ 付近)、解が周期 $4T$ の時は 4 点 ($F = 2.226$ 付近)、カオスの時は多数の点 ($F = 2.2335$ 付近) として現れる。図 3 のように、マグノン系の運動は周期運動 (周期 T) → 周期運動 (周期 T および周期 $2T$ の運動の混合) → 周期運動 (周期 T , 周期 $2T$ および周期 $4T$ の運動の混合) と変化する。解分岐が繰り返えされて最終的にカオスになる。これは、ファイゲンバウム (Feigenbaum) のシナリオと呼ばれるカオスへの道筋である。このシナリオはマグノン系のカオスに関するパラメトリック実験によってよく見つかられているシナリオである [7], [8]。今回のシミュレーションが実験の結果を裏付ける結果となっている。

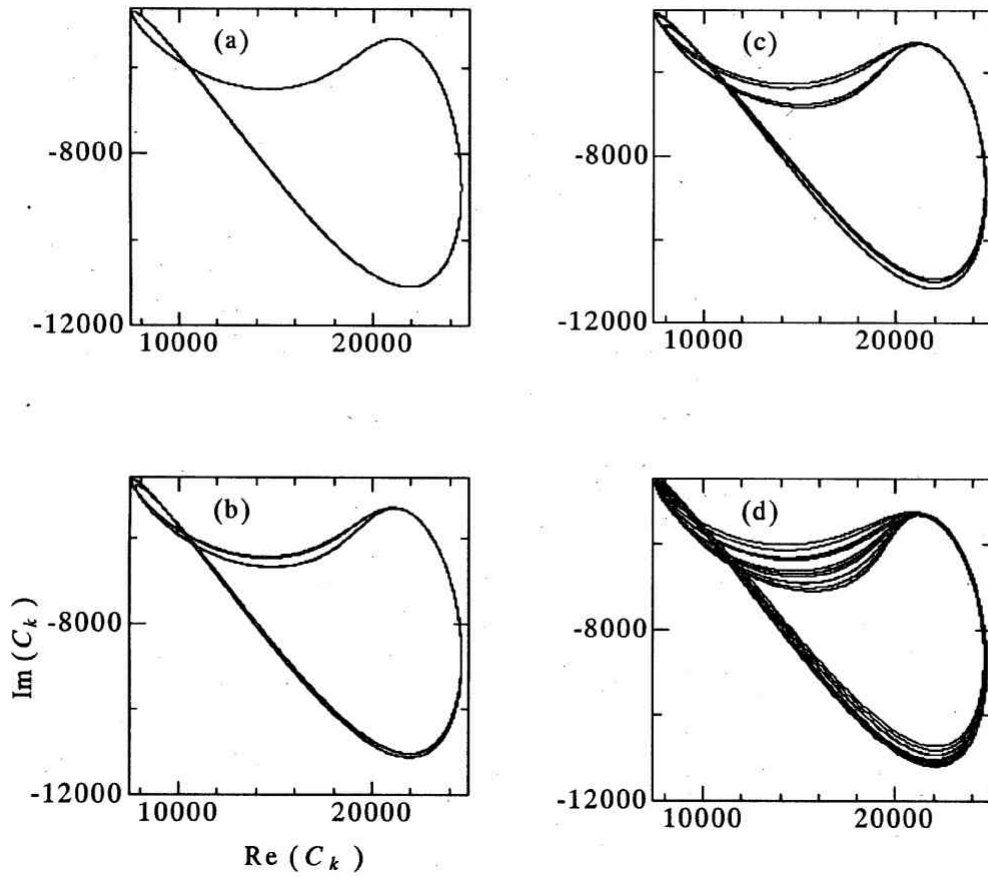


図2 (a) $F = 2.2180$, 周期解軌道, (b) $F = 2.2200$, 2 周期解軌道, (c) $F = 2.2260$, 4 周期解軌道, (d) $F = 2.2335$, カオス解軌道.

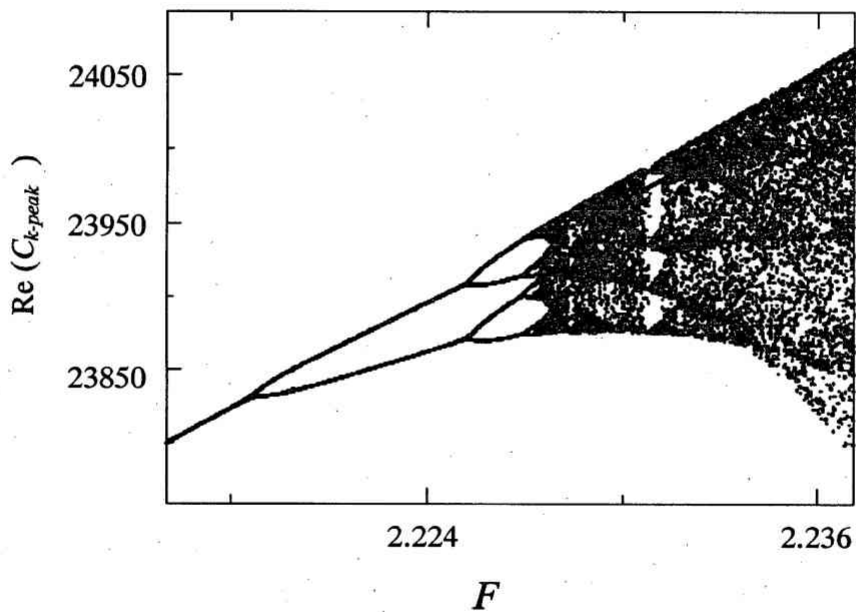


図3 F に対する解軌道の相図.

次に、時間遅れフィードバック制御項のある場合に、マグノン系のダイナミクスを詳しく見ていこう。マグノン系のような自律系の場合、周期アトラクターに制御する時は、時間遅延 τ をカオス出力信号の平均周期と等しい値をとるように報告されている^[9]。カオス的な振動であるので厳密的には周期を定義できないが、ここでは一回の振動に要した時間を周期 τ とすると、 $\tau = 85$ であることがわかる。図 2 からわかるように、 $F = 2.2335$ の時に解がカオス解であるので、このカオス解の時系列のある時刻から時間遅れフィードバックをいれて、解の状態を変えること（“カオス制御”）をしてみた。図 4 には、① 時間 $t = 1000$ から time delay feedback 制御（フィードバック利得 $K = 22$ ）をオンにしたときに得られた時系列、② $0 < t < 1000$ の制御項がない場合（オリジナルな 2 モードモデルマグノン系カオス）の時系列およびアトラクター、③ $3300 < t < 4500$ の制御項がある場合（time delay feedback 制御されている 2 モードモデルマグノン系カオス）の時系列およびアトラクターを示している。制御される前のカオス状態から、制御されたあとの 2 周期状態になった様子が見られる。

次に、 F 、 τ 、 t を固定し、フィードバック利得 K のみを変化させて、カオス制御された解軌道の変化を見ていこう。図 5 に、 $F = 2.2335$ 、 $\tau = 85$ 、 $t = 1000$ からカオス制御はオンにした時系列の中から、カオス制御されている部分の時系列より構築された諸アトラクターを示す。 K の大きさを増やしていくと、マグノン系が周期解軌道（ $K = 3, 5$ 周期解軌道； $K = 5, 4$ 周期解軌道）を経て、一旦カオス解軌道（ $K = 7$ ）に回復した後、再び周期解軌道（ $K = 9, 8$ 周期解軌道； $K = 11, 4$ 周期解軌道； $K = 22, 2$ 周期解軌道； $K = 30$ 、単周期解軌道）になり、そして $K = 43$ 、固定点（安定点）に収束してしまう。

$K = 43$ では系が固定点に収束していくことが図 5 よりわかったが、更に K を大きく上げていくと、制御された時系列は周期、準周期、間欠性カオス、確率共鳴というように再び自励発振が“復活”したことが今回のシミュレーションによって発見された。その結果は図 6 に示すと、 $K = 750$ 、周期； $K = 823$ 、準周期； $K = 830$ 、間欠性カオス； $K = 1500$ 、確率共鳴のように時系列の変化が見られる。更に、 $K > 1600$ では、解が発散してしまう（図なし）。マグノン系カオスの間欠性と準周期の自励発振について、実験系では Becker *et al.*^[10] は間欠性現象を、蔡ら^[11] は準周期現象を報告している。今回のシミュレーションの結果はそれらの実験の結果との類似性が見られる。特に、準周期に関しては蔡らの実験結果および今回の

シミュレーションの結果によってつくられたアトラクターを調べると、図 7 のアトラクターとパワースペクトルから、二つのアトラクターはともにトーラス（torus）構造をもつことがよくわかる。

フィードバック利得 K を大きくしていくときに、マイクロ波強度 F と解 c_k の実数部最大値の相図は図 8 である。図 8 (b)～(j) では、 F の増大する方向にいくつの固定点に制御される“空白な”領域がある。また、 K が大きくなっていくと、解がほとんど固定点に収束する傾向が見られる。

図 9 は時間遅れ制御項のパラメータ K と FMR のマイクロ波パワーの強さを表すパラメータ F に関する相図である。

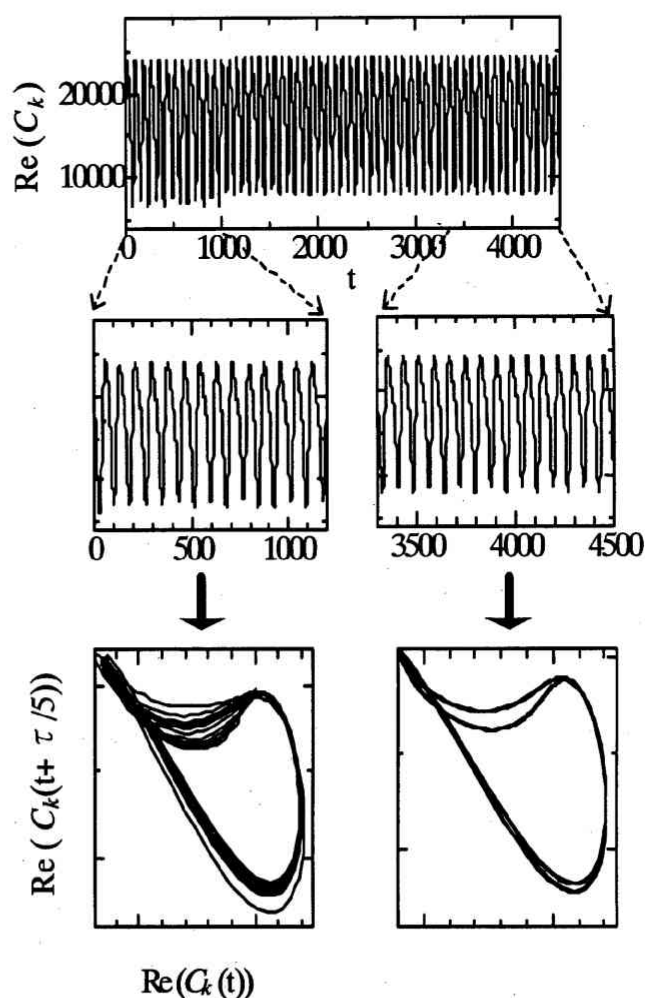


図 4 $F = 2.2335$ 、 $\tau = 85$ 、 $K = 22$ 、 $t = 1000$ からカオス制御はオンにした場合の時系列、及びアトラクターである。制御前のカオス状態から、制御あとの 2 周期状態になっていた様子が見られる。

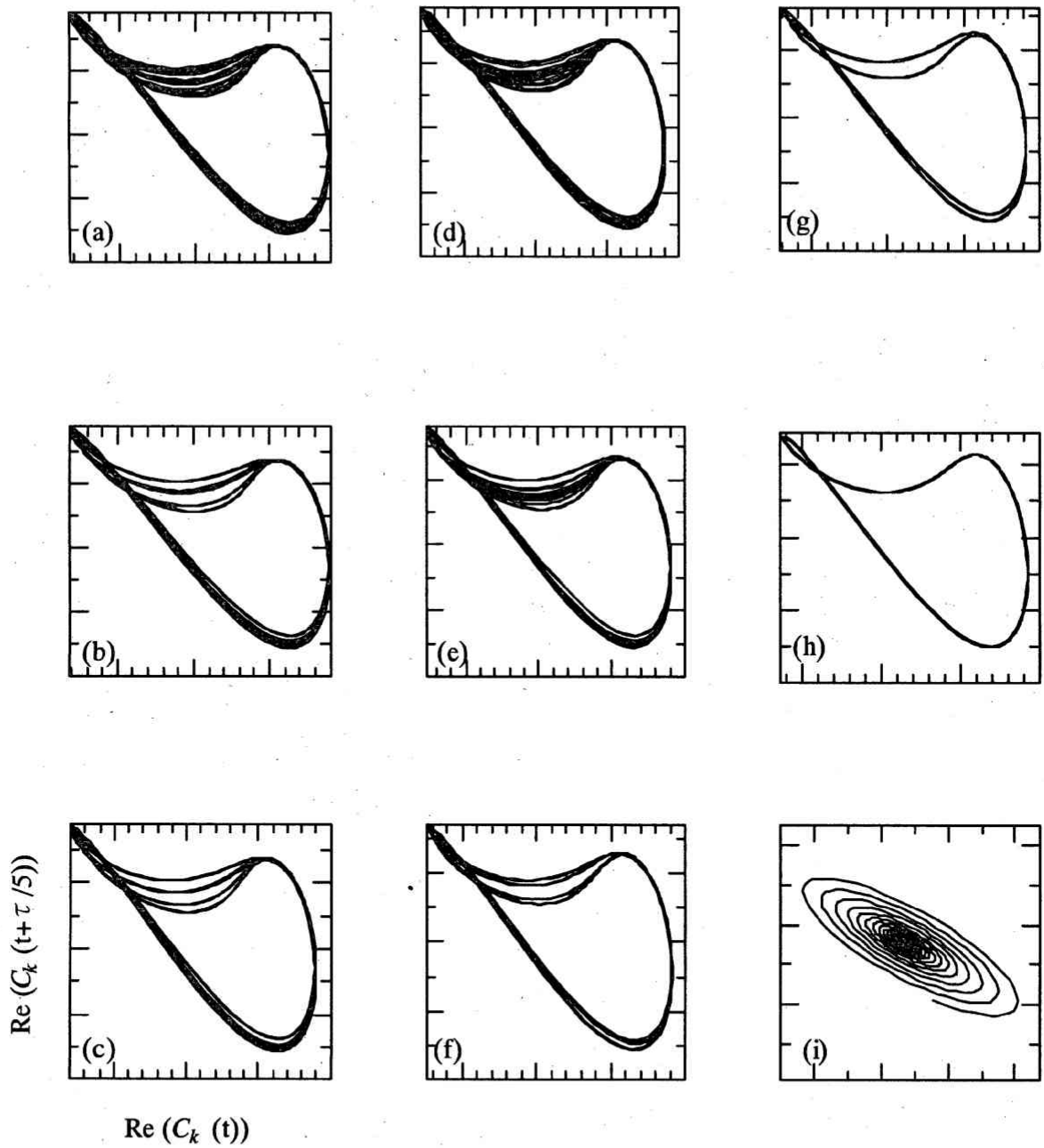


図5 $F = 2.2335$, $\tau = 85$, $t = 1000$ から time delay feedback 制御はオンにした時系列の中から, カオス制御されている部分の時系列より構築された諸アトラクター. K の大きさを増やしていくと, マグノン系が一旦多周期状態を経て, カオス状態に回復した後, 再び周期状態になり, 最終的に固定点に収束してしまう. (a) $K = 0$, 制御なし, カオス軌道, (b) $K = 3$, 5 周期解軌道, (c) $K = 5$, 4 周期解軌道, (d) $K = 7$, カオス軌道, (e) $K = 9$, 8 周期解軌道, (f) $K = 11$, 4 周期解軌道, (g) $K = 22$, 2 周期解軌道, (h) $K = 30$, 単周期解軌道, (i) $K = 43$, 固定点に収束した.

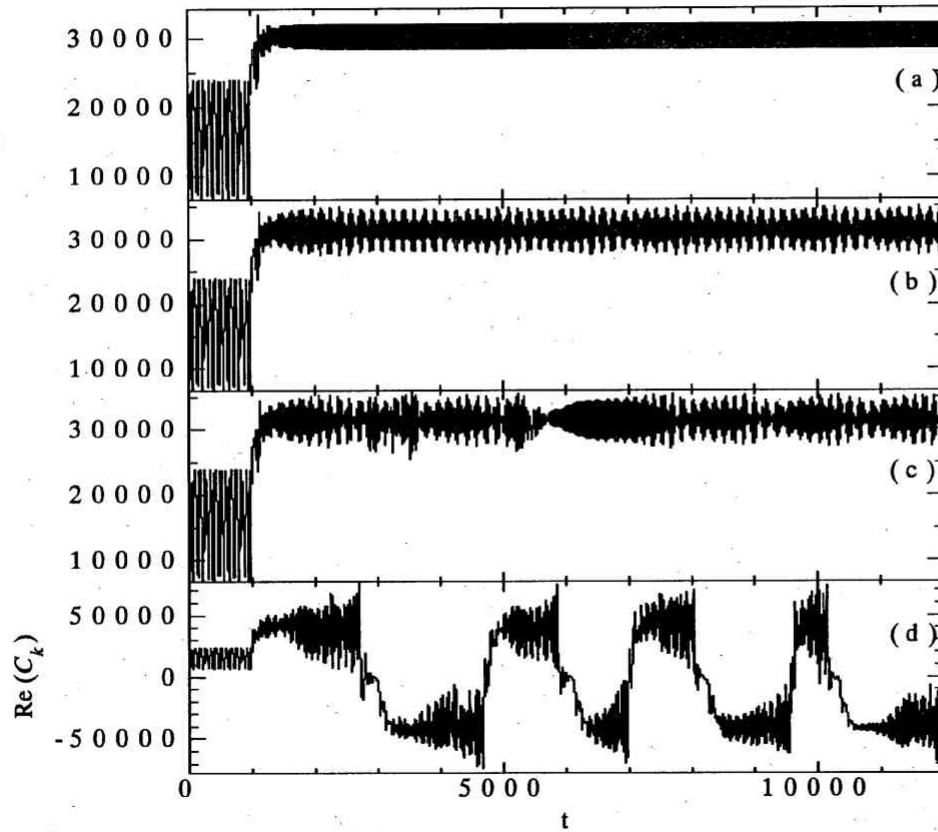


図6 K を増やしていく時の time delay feedback 制御された時系列の変化. (a) $K = 750$, 周期, (b) $K = 823$, 準周期, (c) $K = 830$, 間欠性カオス, (d) $K = 1500$, 確率共鳴.

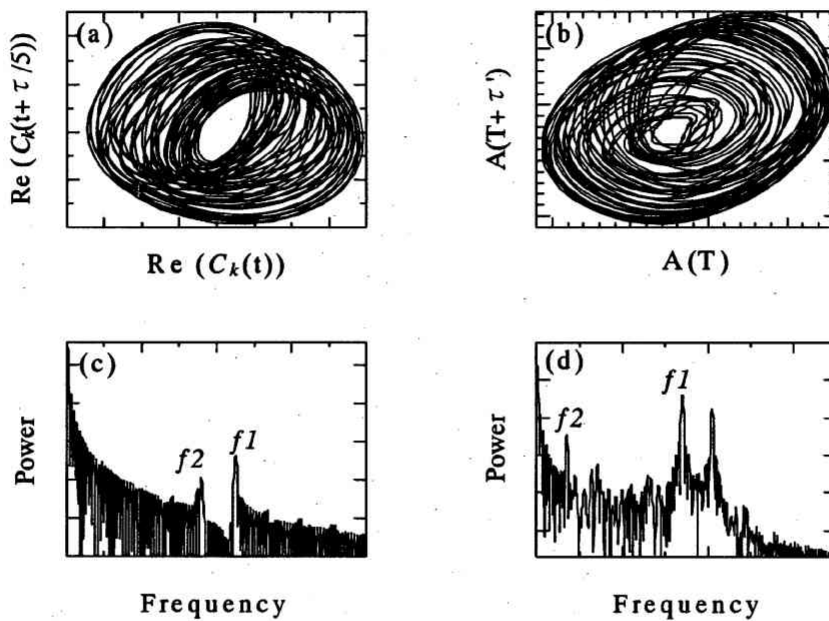


図7 time delay feedback 制御の数値シミュレーション(図6(b)の時系列)より構築された諸アトラクター(a)とそれのパワースペクトル(c). 蔡ら (ref.[11]) によって報告された FMR 実験における準周期自励発振のアトラクター(b)とそれのパワースペクトル(d). 図より, 二つのアトラクターは共にトーラス構造をもっていることがわかる.

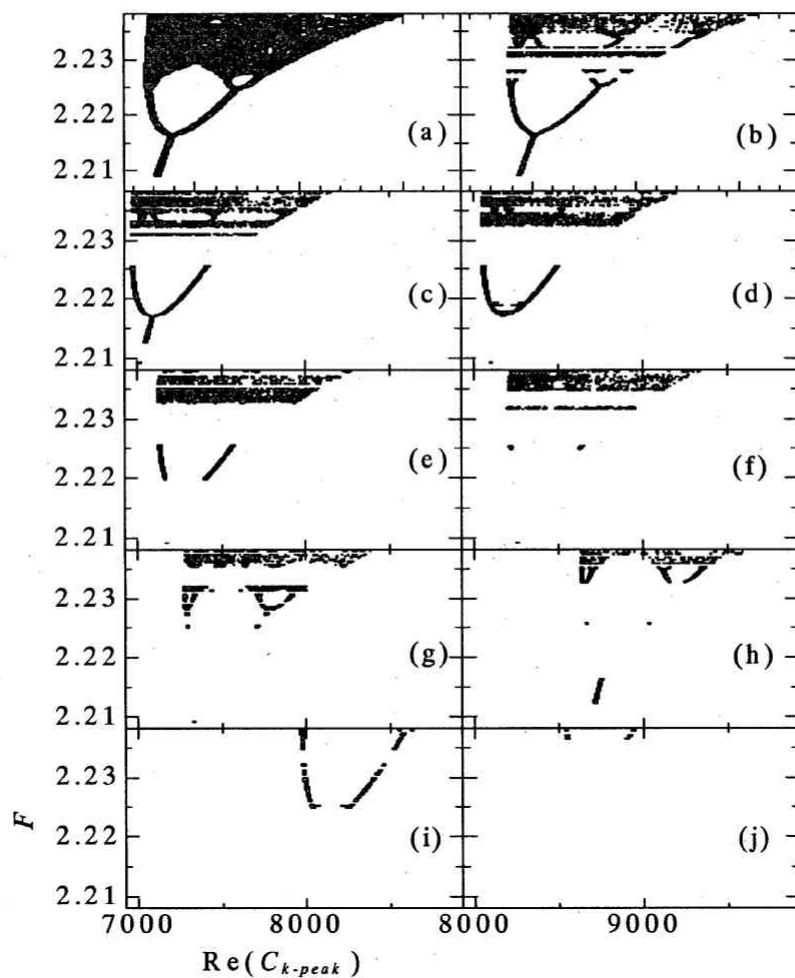


図8 フィードバック利得 K を大きくしていくときに、マイクロ波強度 F と解 c_k の実数部最大値の相図.
 (a) $K=0$, (b) $K=3$, (c) $K=5$, (d) $K=7$, (e) $K=9$, (f) $K=11$, (g) $K=13$, (h) $K=22$, (i) $K=30$,
 (j) $K=43$.

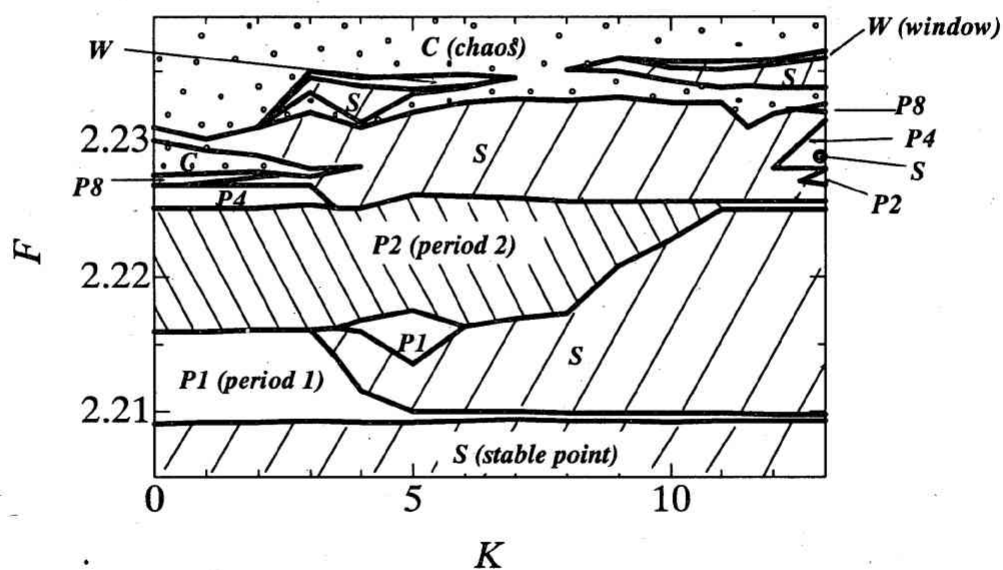


図9 マイクロ波強度パラメーター F とフィードバック利得 K に関する F - K 相図.

4. まとめ

マグノン系の2モードモデルを用いて、マグノン系のカオスダイナミクスがシミュレーションを行った。マイクロ波強度の項 F の値を増大していくと、マグノン系のパラメトリック励起実験でよく観測されるファイゲンバウムシナリオを今回のシミュレーションによって再現することができた。M-P 実験の条件に沿って、2モードモデルの運動方程式に time delay feedback 制御項を入れることによって、フィードバック利得パラメータ K をコントロールパラメータとしてカオス制御を行った。 K の値を大きくしていくと、マグノン系のダイナミクスは変化が見られた：カオス制御前のカオス状態から周期状態を経てカオス状態に一旦戻ってから再び周期状態になり、 $K=43$ の付近からは解軌道が安定点に収束していく。このプロセスの前半部分、すなわち“カオス制御前のカオス状態→周期状態→カオス状態に一旦戻る”というダイナミクスの変化は M-P 実験で得られた結果と一致している。

M-P 実験では、実験条件（時間遅れフィードバック回路）の制約でフィードバック利得 K を一定の大きさまであげられたが、更に大きな K で発生する time delay feedback 制御については報告されていない。そこでわれわれはシミュレーションの利点をいかして、大きなフィードバック利得 K をマグノン系に与えるときにおけるマグノン系カオスのダイナミクスを調べることができた。フィードバック利得 K を更に大きく増やす時、 $K=43$ の付近から固定点に収束していく解軌道が $K=750$ で周期、 $K=823$ で準周期、 $K=830$ で間欠性カオス、 $K=1500$ で確率共鳴となっていることがわかった。この“固定点からの復活”というプロセスは今回のシミュレーションによって発見したもので、マグノン系カオスのカオスコントロールの諸実験にはまだ似た結果が見つかっていない（実験手法の改良によってシミュレーションと一致する結果を得られるのは期待できる）。

マグノン系のカオスの実験では、準周期及び間欠性についての研究がある。例えば、蔡らによって報告された FMR 実験で見つかったマグノン系の準周期的な自励発振はトーラス構造をもっている、それが今回のシミュレーションによって得られたアトラクターのトーラス構造と類似している（図7）。また、本シミュレーションでは、時間遅れ制御項のパラメータ K とマイクロ波パワーの強さ F の相図は得た（図9）。

最後に、もう一度カオス制御の基礎的な考え方を思い出すと、カオス制御の方法は一般的にストレン

ジアトラクター (strange attractor) 軌道の近傍では無数の不安定周期軌道に埋め込まれている事実に基づいたものである。OGY 法や時間遅れフィードバック法は、基本的にオリジナルな系に小さな擾乱（フィードバック）を与えることにより、ストレンジアトラクター軌道にある不安定周期軌道に安定化すること（カオス状態から周期状態に）である。しかし、このカオス制御の方法では、“小さな擾乱”はどの程度でよいのが明確にわかっていない。つまり、擾乱の強さを表すパラメータを十分大きくなっていくと、フィードバック項の効果が顕著になってきて、オリジナルな系に大きな影響を与える。それゆえ、系のダイナミクスは根本から変えられてしまう。そうすると、もともとカオスを安定化するために提案されたカオス制御法は、擾乱の強さが大きくなることで、オリジナルな系とは別の系になってしまい、逆に安定化できなくなる恐れが出てくる（図5、図6）。カオス制御の研究はまだ始まったばかりであるため、いろいろな問題が抱えているが、今後、実験及び数値シミュレーションの両面からより詳しい解析を行ってきたい。

謝辞

ご協力を頂いた、非線形研究室の田中 寛之氏、上田 耕司氏、小川 淳司先生に感謝いたします。

参考文献

- [1] A. Azevedo and M. Rezende: Phys. Rev. Lett., **66**-10, 1342 (1991).
- [2] E. Ott, C. Grebogi, and J. A. Yorke: Phys. Rev. Lett., **64**-11, 1196 (1990).
- [3] S. M. Rezende, F. M. Aguiar, and A. Azevedo: J. Appl. Phys., **75** -10, 5613 (1994).
- [4] K. Pyragas: Phys. Lett. A, **170**, 421 (1992).
- [5] M. Mino and P. E. Wigen: J. Phys. Soc. Jpn., **70**-7, 2161 (2001).
- [6] 味野道信：物性研究, **56**-4, 367 (1991).
- [7] G. Gibson and C. Jeffries: Phys. Rev. A, **29**-2, 811 (1984).
- [8] S. Mitsudo, M. Mino, and H. Yamazaki: J. Phys. Soc. Jpn., **59**-12, 4231 (1990).
- [9] *Handbook of chaos control*, ed. H. G. Schuster, Wiley-VCH, Weinheim, (1999).
- [10] J. Becker, F. Rödelsperger, Th. Weyrauch, H. Benner, W. Just, and A. Cenys: Phys. Rev. E, **59**-2, 1622 (1999).
- [11] 蔡江, 原田義文, 千葉明朗, 小川淳司, 平田隆幸: 福井大学工学部研究報告, **51**-1, 25 (2003).